

Power fluctuations by longitudinal modes coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YVO₄ microchip lasers

Fluctuaciones de potencia debidas al acoplamiento de modos longitudinales en láseres microchip de Nd:YVO₄ bombeados por diodo y doblados en frecuencia

Pilar Puyuelo Valdés¹, Sebastián Jarabo^{2,S*}

1. Departamento de Física Aplicada; Universidad de Salamanca; Pza. de la Merced, s/n; 37.008 Salamanca

2. Departamento de Física Aplicada; Universidad de Zaragoza; C/Pedro Cerbuna, 12; 50.009 Zaragoza

(*) E-mail: sjarabo@unizar.es

S: SEDOPTICA member

Received: 13/01/2017

Accepted: 06/02/2018

DOI: 10.7149/OPA.51.1.50002

ABSTRACT:

Power fluctuations in a diode-pumped intracavity-doubled Nd:YVO₄ microchip laser have been analysed. Their relationship with the coupling of several longitudinal modes has been experimentally demonstrated. Although second-harmonic power is generated by the nonlinear crystal, the effect of sum-frequency generation is also involved. This effect produced 9 spectral peaks at 532 nm when 5 longitudinal modes at 1064 nm were oscillating simultaneously.

Key words: diode-pumped laser, microchip cavity, second-harmonic generation, sum-frequency generation, green problem

RESUMEN:

Se han analizado las fluctuaciones periódicas de potencia que aparecen en un láser microchip de Nd:YVO₄ doblado en frecuencia, demostrando que se deben a la oscilación simultánea de varios modos longitudinales. Se ha mostrado que, además del doblado de frecuencia, también se produce el efecto de suma de frecuencias, observando hasta 9 máximos espectrales en 532 nm cuando oscilan simultáneamente 5 modos longitudinales en 1064 nm.

Palabras clave: láser bombeado por diodo, cavidad microchip, generación de segundo armónico, suma de frecuencias, green problem

REFERENCES AND LINKS / REFERENCIAS Y ENLACES

- [1] <http://www.crystalaser.com/catalog.pdf>
- [2] W. P. Risk, T. R. Gosnell, A. V. Nurmikko, *Compact blue-green lasers*. Cambridge, Cambridge University Press (2003).
- [3] J. B. Gruber, M. E. Hills, T. H. Allik, C. K. Jayasankar, J. R. Quagliano, F. S. Richardson, "Comparative analysis of Nd³⁺ (⁴F_{3/2}) energy-levels in 4 garnet hosts", *Phys Rev B* **41**, 7999-8012 (1990).
- [4] J. A. Koningstein, J. E. Geusic, "Energy levels + crystal-field calculations of neodymium in yttrium aluminium garnet", *Phys Rev* **136**, A711-A716 (1964).
- [5] P. P. Yaney, L. G. DeShazer, "Spectroscopic studies and analysis of laser states of Nd³⁺ in YVO₄", *J Opt Soc Am* **66**, 1405-1414 (1976).
- [6] O. Svelto, *Principles of lasers*. New York, Plenum Press (1998).

- [7] A. Yariv, *Optical electronics in modern communications: Second-harmonic generation and parametric oscillation*. Oxford University Press (1997).
- [8] W. Cheng, S. Zhao, Z. Zhuo, X. Zhang, Y. Wang, "Modeling of laser-diode side-pumped continuous wave Nd:YAG/KTP green laser", *Opt Laser Eng* **47**, 169-172 (2009).
- [9] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. L. Wang, L. J. Lee, S. C. Wang, "Theoretical and experimental studies of single-mode operation in diode pumped Nd:YVO₄/KTP green laser: influence of KTP length", *Opt Comm* **152**, 319-323 (1998).
- [10] T. Baer, "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers", *J Opt Soc Am B* **3**, 1175-1180 (1986).
- [11] B. V. Zhdanov, G. P. Andersen, R. J. Knize, "Frequency doubled diode laser pumped Nd:YVO₄ microchip laser", *Am J Phys* **68**, 282-286 (2000).
- [12] C. Lavieja, S. Jarabo, "Láser de helio-neón: prácticas de laboratorio sobre láser e interacción luz-materia - Helium-Neon laser: laboratory experiments on laser and light-matter interaction", *Opt Pura Apl* **44**, 347-359 (2011).
- [13] W. Holgado, I. J. Sola, E. Conejero, S. Jarabo, L. Roso, "Q-switching in a neodymium laser", *Eur J Phys* **33**, 265-278 (2012).
- [14] M. Jackson, D. Bauen, J. E. Hasbun, "Investigation of laser fundamentals using a helium-neon laser", *Eur J Phys* **22**, 211-218 (2001).

1. Introducción

Los láseres de estado sólido bombeados por diodo se utilizan en múltiples aplicaciones debido a que, siendo compactos y económicos, ofrecen potencias relativamente elevadas en un gran número de longitudes de onda desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano. Como ejemplo, la empresa CrystaLaser [1] comercializa láseres de este tipo en más de 40 longitudes de onda diferentes, con la mitad de ellas en la región visible del espectro. En este tipo de láseres, el medio activo se bombea longitudinalmente con un láser de semiconductor a través de un espejo con alta transmisión para la longitud de onda de bombeo y alta reflexión para la longitud de onda de emisión láser [2]. El ejemplo más habitual es el láser de neodimio emitiendo en 1064 nm, para lo que se emplea un cristal dopado con neodimio como medio activo y se bombea en 808 nm. Pero si entre el medio activo y el espejo de salida se introduce un cristal no lineal que genere potencia en el segundo armónico, el láser emitirá también en 532 nm (verde). En ese caso el espejo de salida debe tener alta reflexión en 1064 nm para lograr confinar dentro de la cavidad láser la máxima potencia de 1064 nm que sea posible, optimizando así la generación de potencia de segundo armónico y evitando la salida de potencia de 1064 nm. Si el cristal no lineal genera tercer armónico obtendríamos un láser en 355 nm (UV) y si genera cuarto armónico el láser emitirá en 266 nm (UV). Pero el neodimio posee un gran número de transiciones con las que se puede establecer acción láser [3-5]. De hecho, la transición de 1064 nm es la más representativa entre un conjunto de 10 transiciones que se producen entre los niveles de energía $^4F_{3/2}$ y $^4I_{9/2}$, con longitudes de onda entre 869 y 946 nm, aproximadamente (estos valores varían ligeramente con el campo cristalino, es decir, dependen de la estructura del cristal en la que se encuentra en neodimio). Entre los niveles $^4F_{3/2}$ y $^4I_{11/2}$ hay un conjunto de 12 transiciones con longitudes de onda entre 1052 nm y 1123 nm, siendo la más representativa la de 1064 nm. Y entre los niveles $^4F_{3/2}$ y $^4I_{13/2}$ hay 14 transiciones con longitudes de onda entre 1318 nm y 1443 nm, siendo la más representativa la de 1342 nm. Así, con el cristal no lineal adecuado, doblando 946 nm se consigue un láser en 473 nm (azul) y doblando 1342 nm se obtiene emisión láser en 671 nm (rojo). Por último, otra forma de construir láseres en nuevas longitudes de onda consiste en confinar simultáneamente la potencia correspondiente a dos de estas transiciones y que el cristal genere potencia por el efecto de suma de frecuencias (la generación de segundo armónico es un caso particular de la suma de frecuencias). Así, a partir de las potencias en 1064 nm y en 1342 nm, se consigue un láser que emite en 593 nm (amarillo). Por tanto, con cada medio activo es posible obtener láseres en un gran número de longitudes de onda diferentes.

En adelante, nos centraremos en láseres de estado sólido doblados en frecuencia, tomando como ejemplo un láser de neodimio oscilando en 1064 nm y doblado en frecuencia. Su comportamiento básico operando en modo de onda continua puede explicarse de forma sencilla a partir de modelos basados en consideraciones energéticas [6], pero teniendo en cuenta que las pérdidas internas de la cavidad son no lineales debido al efecto de generación de segundo armónico que se produce en el cristal no lineal [2, 7].

Como resultado, la potencia láser confinada (1064 nm) dentro de la cavidad deja de ser lineal con la potencia de bombeo y la potencia doblada en frecuencia (532 nm) aumenta proporcionalmente al cuadrado de la diferencia entre la potencia de bombeo y la potencia de bombeo umbral del láser en ausencia del efecto no lineal. Lógicamente, este comportamiento no puede mantenerse para cualquier potencia de bombeo, ya que se llegaría a generar una potencia doblada en frecuencia superior a la potencia de bombeo. Conforme se aumenta la potencia de bombeo, la potencia láser (1064 nm) confinada en la cavidad aumenta y crece la potencia doblada (532 nm) que se genera. Es decir, las pérdidas internas debidas al efecto no lineal se elevan y se necesita que la inversión de población alcance un valor cada vez mayor. Pero la inversión de población está limitada porque, como máximo, puede llegar a igualar a la concentración del ión neodimio. O dicho de otra forma, para que haya acción láser se necesita que la ganancia del medio activo compense las pérdidas de la cavidad, pero el medio activo no puede proporcionar una ganancia ilimitada. Por tanto, a partir de la potencia de bombeo para la que las pérdidas de la cavidad necesitan compensarse con la máxima ganancia disponible, la potencia doblada (532 nm) se mantiene constante aunque se continúe aumentando la potencia de bombeo. En la bibliografía pueden encontrarse modelos teóricos más completos [8, 9], que tienen en cuenta la evolución de las potencias a lo largo de los cristales de la cavidad, la distribución transversal de las potencias, la influencia de efectos térmicos, etc., pero no introducen cambios cualitativos en el comportamiento de este tipo de láser.

Sin embargo, este tipo de láseres presentan un comportamiento mucho más complejo, acompañado de una rica y variada fenomenología, tal como T. Baer [10] observó y explicó en 1986, trabajando con un láser de neodimio doblado en frecuencia en el que oscilaban simultáneamente varios modos longitudinales. Aunque inicialmente la potencia del láser de neodimio era estable, cuando el cristal no lineal era incluido dentro de la cavidad aparecían diferentes tipos de fluctuaciones periódicas de gran magnitud sobre el nivel de potencia constante. Baer demostró experimentalmente que el origen de estas fluctuaciones era la oscilación simultánea de varios modos longitudinales. Para ello, dispuso un étalon dentro de la cavidad para seleccionar modos longitudinales y un interferómetro Fabry-Pérot como analizador espectral a la salida del láser. Las fluctuaciones de potencia desaparecían cuando el étalon estaba ajustado de forma que sólo oscilase un único modo longitudinal. Ajustando el étalon de forma que oscilasen dos modos longitudinales simultáneamente, aparecían fluctuaciones periódicas de la potencia debido a que, además de la generación de segundo armónico, se generaba potencia por el efecto de suma de frecuencias entre ambos modos longitudinales. El efecto de suma de frecuencias produce un acoplamiento cruzado entre ambos modos de forma que el comportamiento de un modo influye sobre el comportamiento del otro modo. La existencia del efecto de suma de frecuencias también ha sido demostrada experimentalmente por B. V. Zhdanov et al. [11] empleando una cavidad de tipo microchip.

Estas fluctuaciones de potencia pueden impedir el empleo de estos láseres en muchas de sus posibles aplicaciones. Gracias al conocimiento del origen del problema ("green problem" en la bibliografía) se han podido establecer diferentes métodos para solucionarlo [2]. La solución más directa consiste en conseguir que oscile un único modo longitudinal, bien sea empleando cavidades muy cortas (cavidades tipo microchip, con una longitud de unos pocos milímetros) o bien incluyendo un étalon dentro de la cavidad para eliminar modos de oscilación, aunque además, existen soluciones más sofisticadas [2] para conseguirlo. Otra solución más sencilla se obtiene trabajando con cavidades muy largas para conseguir que oscilen simultáneamente cientos de modos longitudinales. Como la potencia se reparte entre un número de modos tan alto, ninguno de ellos consigue inducir unas pérdidas no lineales a los demás modos que sean lo bastante altas como para que aparezcan fluctuaciones apreciables en la potencia emitida por el láser. Pero incluso se han encontrado soluciones que permiten la oscilación simultánea de unos pocos modos longitudinales, pero inhibiendo la suma de frecuencias mediante la inclusión de una lámina birrefringente dentro de la cavidad.

Este comportamiento puede abordarse como un experimento docente avanzado que resulta muy interesante y adecuado para estudiantes de máster o de grado cursando asignaturas específicas sobre láser, ya que supone una introducción a los temas de generación de segundo armónico, suma de frecuencias y análisis de modos longitudinales. Además, pone de manifiesto que, aunque no es lo habitual, la oscilación simultánea de varios modos longitudinales puede influir en la potencia emitida por un láser operando en continua. No obstante, diseñar un experimento como el realizado por Baer es complicado y caro, ya que trabajó con una cavidad abierta para incluir un étalon con el que seleccionar modos longitudinales. Sin embargo, puede diseñarse un experimento más simple y manejable empleando una cavidad en formato microchip. Este tipo de cavidad es económica y es fácilmente adaptable a un montaje sencillo de laboratorio, pero que permite observar la misma fenomenología experimental e ilustrar los mismos conceptos. Por el

contrario, como es una cavidad cerrada, no es posible seleccionar modos longitudinales. Por tanto, el experimento debe enfocarse de forma que, para cada potencia de bombeo, se mida la variación temporal de la potencia emitida y se analice cuántos modos longitudinales están oscilando, lo que permite relacionar la aparición de fluctuaciones en la potencia con la oscilación simultánea de varios modos longitudinales. Además, el montaje experimental puede emplearse para ilustrar otros temas relacionados con el láser, como los modos transversales de oscilación.

En este artículo se presentan resultados obtenidos con un montaje experimental de este tipo, los cuales consideramos que pueden servir de utilidad para el desarrollo de prácticas docentes sobre esta temática u otras similares. Dichos resultados son parte de los contenidos en el Trabajo Fin de Grado (de Física) titulado “Caracterización experimental de un láser bombeado por diodo de Nd:YVO₄ doblado en frecuencia” realizado por Pilar Puyuelo Valdés en la Universidad de Zaragoza durante el curso académico 2015-2016.

2. Montaje experimental y método de medida

El componente principal del montaje experimental es la cavidad láser en formato microchip (modelo DPM0101 de Casix, DPM: diode-pumped microchip). La cavidad tiene unas dimensiones de 1x1x3 mm. Está formada por un cristal de Nd:YVO₄ (ortovanadato de itrio dopado con neodimio) de 0.5 mm de longitud y por un cristal de KTP (Fosfato de titanilo y potasio, KTiOPO₄) de 2.5 mm de longitud, uno a continuación del otro, sin espacio de aire entre ellos. En la primera cara del cristal de Nd:YVO₄ y en la segunda cara del cristal de KTP hay depositadas sendas multicapas que actúan como espejos (planos) de la cavidad láser. Como el láser es de neodimio y se necesita confinar la mayor potencia posible dentro de la cavidad para aumentar la potencia doblada por el cristal no lineal, ambas multicapas presentan reflexión muy alta en la principal transición del neodimio, es decir, 1064 nm ($R > 99.8\%$, según las especificaciones del fabricante). Además, como esta cavidad está diseñada para ser bombeada longitudinalmente con un diodo láser en la misma dirección que el eje de la cavidad, la primera cara del cristal de Nd:YVO₄ ofrece alta transmisión en 808 nm ($T > 95\%$), la longitud de onda habitual para bombear a los iones Nd³⁺ con láseres de diodo. Finalmente, esta cara se diseña con alta reflexión para 532 nm ($R > 99\%$), mientras que la segunda cara del cristal de KTP presenta alta transmisión para 532 nm ($T > 95\%$), de forma que se optimiza la potencia doblada en frecuencia emitida por el microchip láser.

El microchip es bombeado con un láser de diodo en 808 nm (modelo MDL-808 de Changchun Now Industries Optoelectronics) que emite una potencia máxima de 1 W. El haz de bombeo se focaliza sobre el cristal de vanadato mediante una lente convergente de 50 mm de distancia focal. Para estudiar el comportamiento del láser en función de la potencia de bombeo, justo a la salida del láser de bombeo se coloca un filtro neutro que varía linealmente su densidad óptica (modelo NDL-10C-2 de Thorlabs) de forma progresiva desde 0.04 hasta 2. Mediante un tornillo micrométrico, se desplaza el filtro neutro transversalmente a la dirección del haz láser, variando así la densidad óptica en el área donde incide y, por tanto, la potencia con la que se bombea al cristal de vanadato. A lo largo del trabajo no se sobrepasaron los 600 mW de potencia de bombeo para evitar efectos de calentamiento del cristal, los cuales lo deterioran y llegan incluso a romperlo.

Por último, a la salida del microchip se colocó un filtro paso-banda (modelo FL532-1 de Thorlabs; transmisión máxima en 532 nm con una FWHM de 1 nm) que elimina tanto la potencia de bombeo no absorbida como la pequeña potencia emitida en 1064 nm por el microchip, de forma que a la etapa de detección llegue únicamente la potencia emitida en 532 nm.

Para analizar los modos longitudinales del haz emitido por la cavidad láser se empleó un Fabry-Pérot de espejos esféricos (modelo 450-04 de Spectra Physics), cuyo intervalo espectral libre nominal es 10 GHz y su fineza es 200 (por tanto, 50 MHz de resolución) en un rango espectral de operación desde 550 nm hasta 650 nm. En 532 nm, el valor de la fineza es algo menor y, por tanto, se empeora ligeramente la resolución. Empleando un láser de He-Ne que emite en dos modos longitudinales que están separados 1.12 GHz [12], se calibró el intervalo espectral libre real del analizador, $\Delta\nu_{FSR}$, en las condiciones de trabajo utilizadas, resultando ser 12.51 GHz con una resolución de medida en torno a 500 MHz, bastante superior a la esperada debido a la resistencia de carga necesaria para detectar en buenas condiciones. No obstante, el principal problema que se encuentra radica en que el intervalo espectral libre es demasiado estrecho en comparación con la separación espectral de los modos longitudinales que pretendemos analizar.

De hecho, a partir de valores proporcionados por el fabricante para los índices de refracción de ambos cristales, la cavidad láser tiene una longitud efectiva de 5.45 mm, aproximadamente. Por tanto, la separación espectral entre dos modos longitudinales consecutivos en 1064 nm será 27.5 GHz. Como el cristal de KTP genera potencia en el segundo armónico (es decir, doblado de frecuencia), dos modos longitudinales consecutivos en 532 nm (los que analizamos con el Fabry-Pérot) estarán separados 55.0 GHz. Pero si además se da el efecto de suma de frecuencias entre modos longitudinales [10, 11], los modos en 532 nm estarán separados nuevamente 27.5 GHz. Por otra parte, si sólo hay doblado de frecuencia, el número de modos longitudinales que observaremos en 532 nm coincidirá con el número de modos longitudinales que oscilan en 1064 nm. Pero si oscilan m modos en 1064 nm y si se produce suma de frecuencias, observaremos $2m-1$ modos en 532 nm.

Como el espectro es más ancho que el intervalo espectral libre del analizador, ¿cómo es posible obtener la separación espectral real entre modos longitudinales a partir del espectro medido? Si tenemos en cuenta que cada máximo del espectro medido corresponde con un modo longitudinal cuya frecuencia estará desplazada un número entero de veces el intervalo espectral libre, es decir, $\Delta\nu_{\text{FSR}} = 12.51$ GHz, es posible encontrar la separación espectral real siguiendo el siguiente procedimiento. En primer lugar, obtenemos la separación espectral entre los máximos detectados. A continuación, a la frecuencia de cada uno de ellos le añadimos un número entero de veces el intervalo espectral libre, es decir,

$$\nu'_i = \nu_i + k_i \Delta\nu_{\text{FSR}}; \quad i = 1, 2, \dots, m; \quad (1)$$

siendo m el número de modos longitudinales, k_i variables enteras, ν_i las frecuencias determinadas experimentalmente y ν'_i las frecuencias corregidas. Así pues, si hemos detectado m modos, disponemos de m variables enteras, una por cada modo. Barremos todas las combinaciones posibles de estas m variables enteras e imponemos que sólo tengan validez aquellas combinaciones que mantengan a los modos longitudinales equidistantes entre sí y con una separación espectral cercana a la real (es decir, en torno a 27.5 GHz o a 55 GHz; por ejemplo, no tendría sentido una separación de 13.75 GHz). Una vez conocida la frecuencia de cada modo, mediante un ajuste lineal se determina la separación entre ellos (debe ser la pendiente de la recta de ajuste).

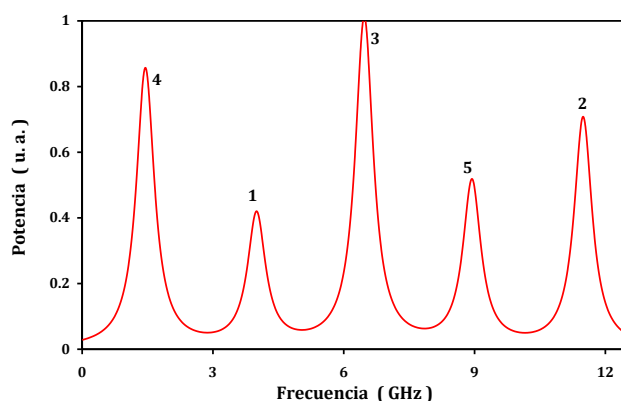


Fig.1. Simulación de la medida esperada para un espectro de 5 modos longitudinales con una separación entre modos consecutivos de 20 GHz empleando un Fabry-Pérot con un intervalo espectral libre de 12.51 GHz.

Para ilustrar el método, en la Fig. 1 se representa el espectro que se espera medir para un espectro de 5 modos longitudinales con una separación entre modos consecutivos de 20 GHz. Se puede apreciar cómo el orden de los modos se ve alterado debido a que el intervalo espectral libre es menor que la anchura del espectro que se desea medir. En la Fig. 2 se muestra el ajuste lineal de las frecuencias de los 5 modos, las cuales se han determinado añadiendo un número entero de veces el intervalo espectral libre. La pendiente de la línea recta de ajuste coincide con la separación espectral supuesta para la simulación, 20 GHz. En la sección 3 se mostrarán casos reales, con y sin suma de frecuencias.

Hay que hacer notar que es preciso alinear correctamente el montaje experimental para asegurarnos de trabajar en oscilación monomodo transversal, es decir, oscilación en el modo transversal fundamental (TEM_{00}). Durante la puesta a punto del montaje experimental se observaron modos transversales de órdenes más altos, de los que se detalla más información en el Anexo, ya que podría realizarse una práctica de laboratorio sobre dicho tema con este montaje, el cual es más sencillo que los empleados en otros trabajos [12-14].

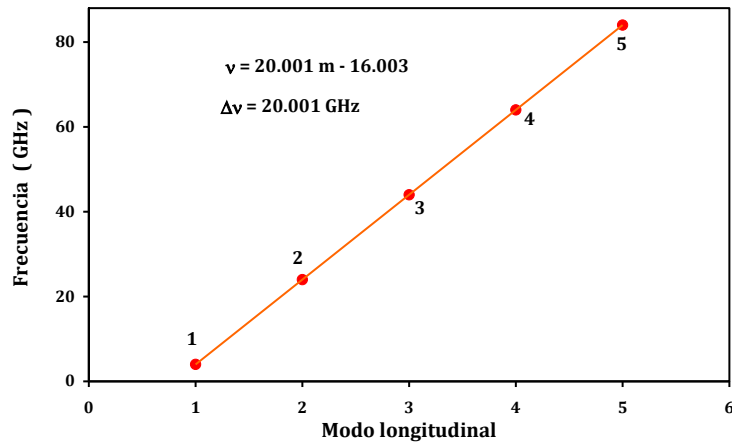


Fig.2. Ajuste lineal de las frecuencias de los 5 modos de la simulación de la Fig. 1. La pendiente coincide con la separación entre modos consecutivos supuesta, es decir, 20 GHz.

3. Resultados

En la Fig. 3 se representa el valor medio de la potencia emitida en 532 nm en función de la potencia de bombeo empleada junto con la línea de ajuste al comportamiento cuadrático que predice el modelo teórico (sin considerar los efectos debidos al “green problem”). La potencia de bombeo umbral es 85 mW, aproximadamente. En principio, mientras la potencia de bombeo es baja ($< 260 \text{ mW}$), solamente oscilan uno o dos modos longitudinales. Dentro de este rango, cuando la potencia de bombeo es suficientemente alta como para que oscilen simultáneamente dos modos longitudinales aparecen las fluctuaciones periódicas de la potencia esperadas. Su amplitud no aumenta necesariamente con la potencia de bombeo. En nuestro láser, la amplitud de las fluctuaciones no es demasiado grande para la potencia de bombeo más alta de este rango, como se muestra en la Fig. 4. Con una potencia de bombeo de 248 mW, la variación de potencia es $\pm 2\%$ (corresponde con el punto etiquetado como A en la Fig. 3). Sin embargo, se encuentra una región intermedia (potencias de bombeo entre 140 mW y 190 mW) en la que se observan oscilaciones periódicas de la potencia de gran magnitud. Con potencias de bombeo en torno a 165 mW (punto B en la Fig. 3), la potencia presenta variaciones de $\pm 80\%$, $\pm 90\%$ y $\pm 70\%$, tal como se muestra en las Figs. 5, 6 y 7, respectivamente.

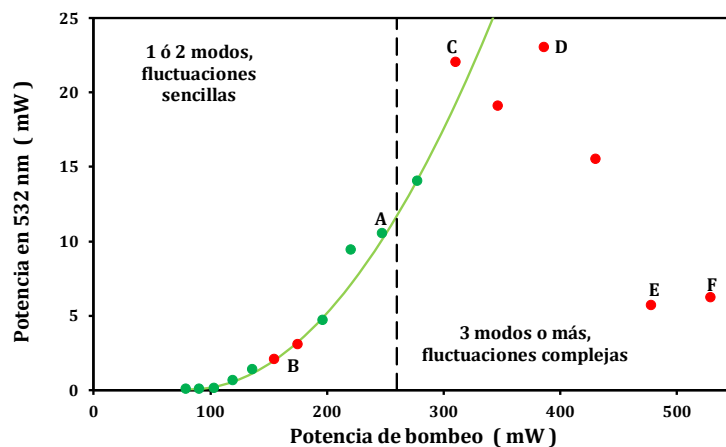


Fig.3. Potencia emitida en 532 nm en función de la potencia de bombeo. En las siguientes figuras se muestran las fluctuaciones temporales de la potencia para los puntos etiquetados como A, B, D, E y F.

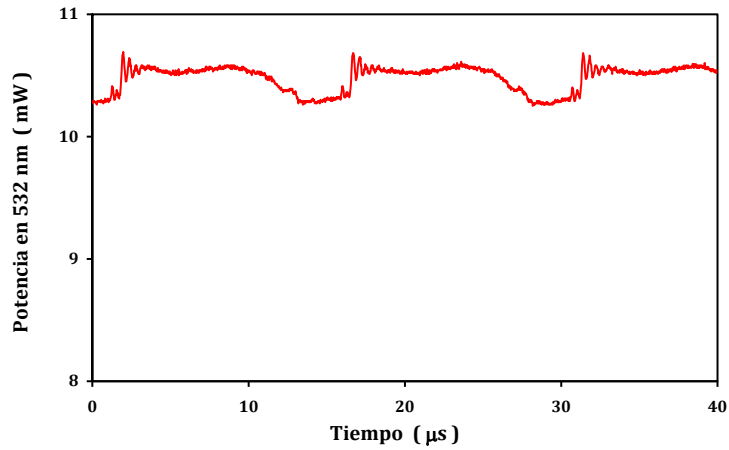


Fig.4. Fluctuaciones periódicas de pequeña amplitud para una potencia de bombeo de 248 mW (punto A de la Fig. 3).

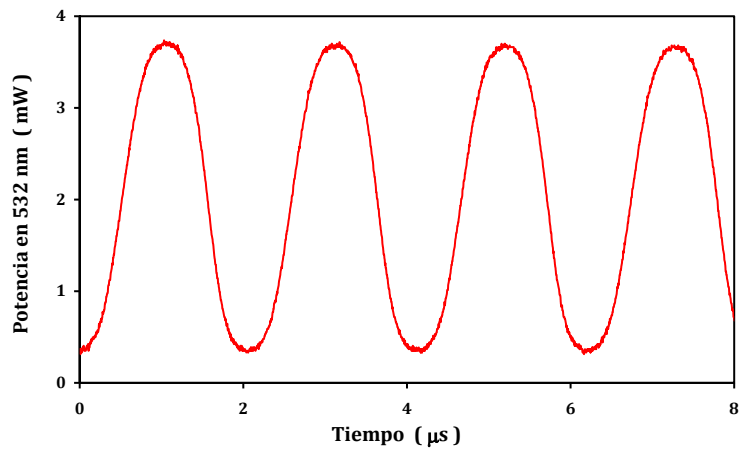


Fig.5. Fluctuaciones periódicas de gran amplitud para una potencia de bombeo de 165 mW (punto B de la Fig. 3).

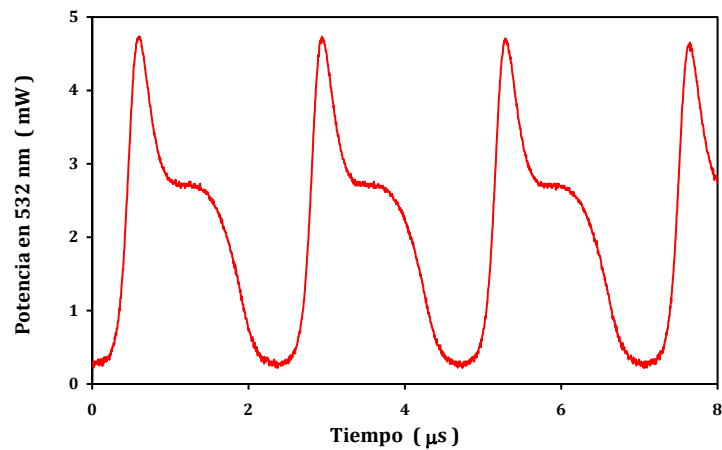


Fig.6. Fluctuaciones periódicas de gran amplitud para una potencia de bombeo de 165 mW (punto B de la Fig. 3).

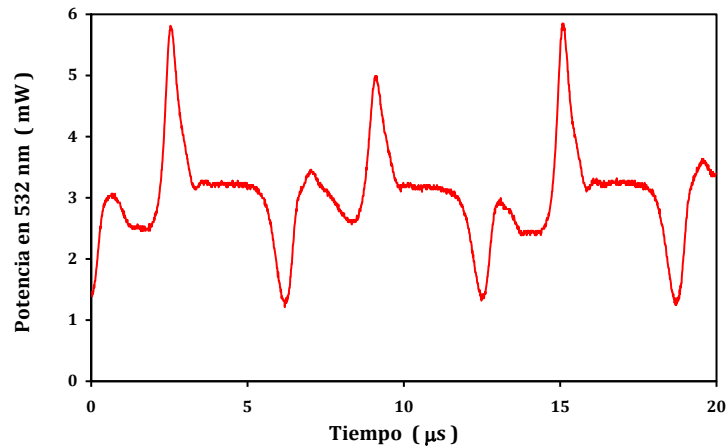


Fig.7. Fluctuaciones periódicas de gran amplitud para una potencia de bombeo de 165 mW (punto B de la Fig. 3).

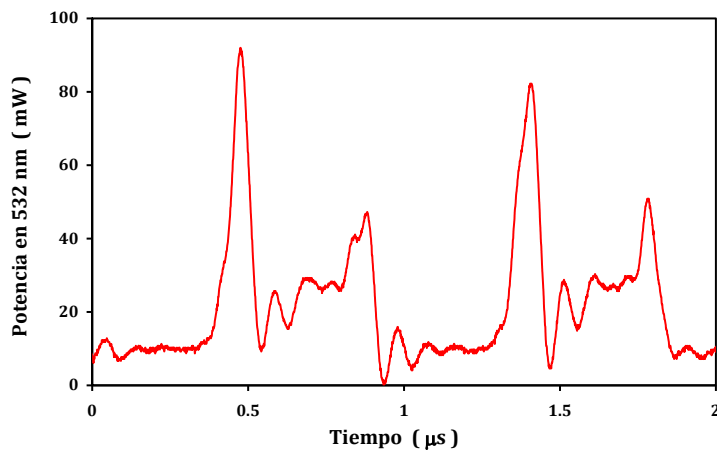


Fig.8. Fluctuaciones periódicas para una potencia de bombeo de 387 mW (punto D de la Fig. 3).

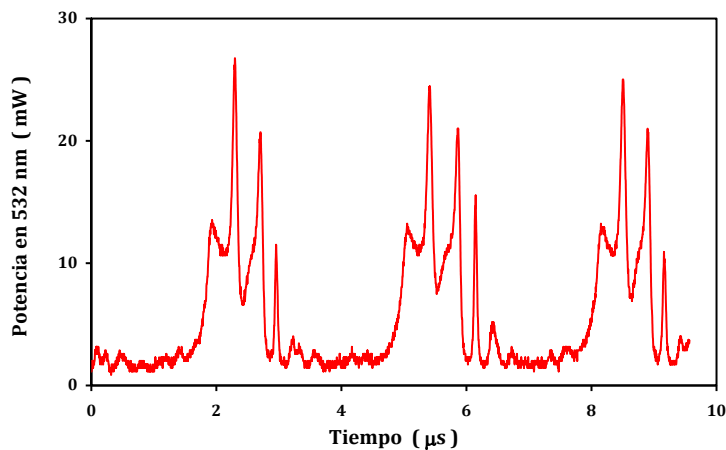


Fig.9. Fluctuaciones periódicas para una potencia de bombeo de 479 mW (punto E de la Fig. 3).

Para potencias de bombeo más altas, en la región donde oscilan simultáneamente tres o más modos longitudinales se observan oscilaciones de potencia con una amplitud enorme, llegando en algunos casos a una apariencia similar a la de un láser pulsado. En las Figs. 8, 9 y 10 se muestran dichas oscilaciones para 387 mW (punto D de la Fig. 3), 479 mW (punto E de la Fig. 3) y 530 mW (punto F de la Fig. 3), respectivamente. Aunque siguen patrones de periodicidad mucho más complejos, su periodo es siempre del orden del microsegundo, lo que parece corroborar que su dinámica proviene de un mismo origen. Concretamente, los periodos de las oscilaciones representadas en las figuras 4 a 10 son 14.7 μ s, 2.1 μ s, 2.4 μ s, 6.3 μ s, 0.9 μ s, 3.1 μ s y 1.5 μ s. Estos valores no están relacionados con el tiempo de vida del fotón en la

cavidad, sino que están relacionados con el tiempo de vida media de la transición láser del Nd:YVO₄ [10]. En nuestra cavidad, el tiempo de vida del fotón es de 1.54 ns, mientras que el tiempo de vida media de la transición láser es de 41 μ s, por lo que el periodo de las oscilaciones observadas es compatible con la explicación propuesta y no se debe a otro tipo de dinámica, como las oscilaciones de relajación de la cavidad láser.

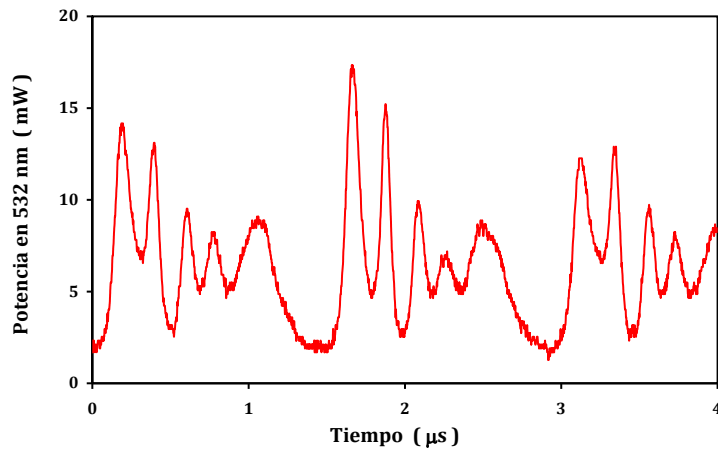


Fig.10. Fluctuaciones periódicas para una potencia de bombeo de 530 mW (punto F de la Fig. 3).

Aunque se analizó espectralmente el haz láser (532 nm) en todos los puntos de la Fig. 3 para establecer en qué región oscilaban simultáneamente 1, 2, 3 ó más modos longitudinales, a continuación se muestran a modo de ejemplo sólo las medidas correspondientes a los puntos C y D. Para el punto C de la Fig. 3 (311 mW), se representa la medida obtenida con el Fabry-Pérot en la Fig. 11 y el ajuste lineal para determinar la separación real entre dos modos longitudinales consecutivos en la Fig. 12. Para esta potencia de bombeo, se miden 3 máximos espectrales separados realmente 55.4 GHz. Por tanto, sólo se genera doblado de frecuencia, sin producirse suma de frecuencias y, en consecuencia, oscilan simultáneamente 3 modos longitudinales en 1064 nm separados 27.7 GHz. Para el punto D de la Fig. 3 (387 mW), se representan las medidas en las Figs. 13 y 14. Ahora, se miden 5 máximos separados 27.6 GHz. Además del doblado de frecuencia, sí se produce suma de frecuencias y deducimos que oscilan 3 modos longitudinales en 1064 nm separados 27.6 GHz. La separación espectral entre dos modos longitudinales consecutivos medida está en buen acuerdo con la calculada a partir de los datos proporcionados por el fabricante para la cavidad (27.5 GHz).

Finalmente, hay que hacer notar que puede aumentarse el número de modos que oscilan simultáneamente modificando la orientación del microchip. Así, para el punto C de la Fig. 3 (311 mW) llegan a conseguirse 4 modos longitudinales en 1064 nm (7 máximos al analizar el haz de 532 nm) y para el punto E (479 mW) llegan a alcanzarse 5 modos longitudinales en 1064 nm (9 máximos al analizar el haz de 532 nm).

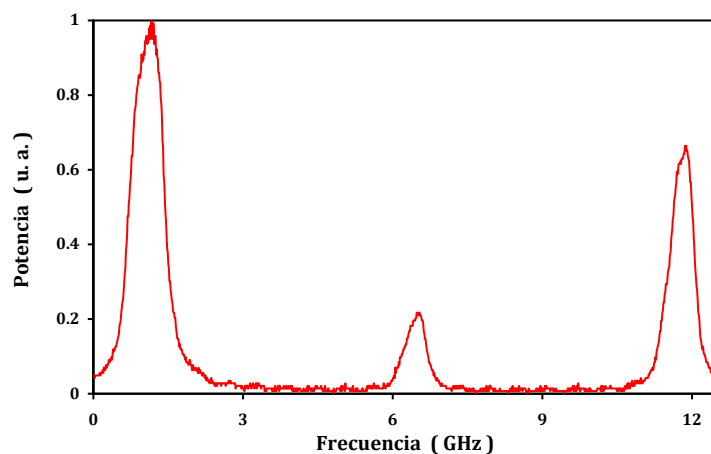


Fig.11. Análisis espectral (532 nm) para una potencia de bombeo de 311 mW. Se aprecian 3 máximos separados realmente 55.4 GHz, lo que indica que no se produce suma de frecuencias y oscilan simultáneamente 3 modos longitudinales en 1064 nm con una separación espectral de 27.7 GHz.

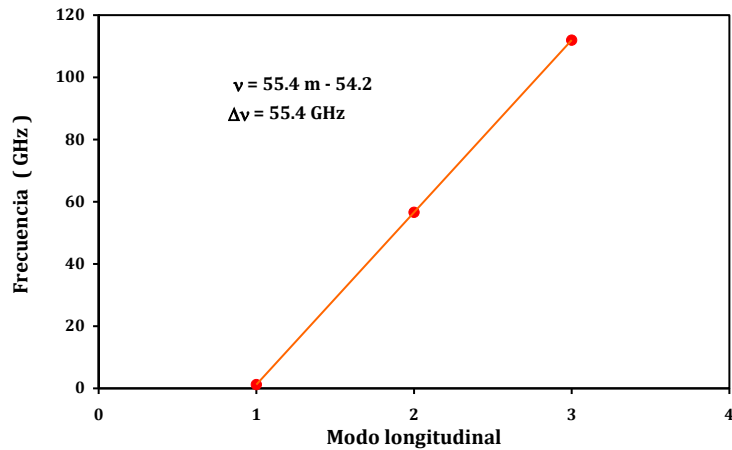


Fig.12. Determinación de la separación real entre dos máximos espectrales consecutivos para una potencia de bombeo de 311 mW.

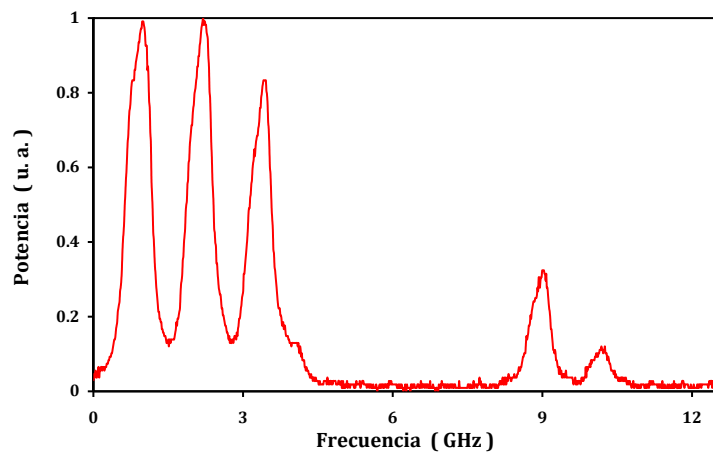


Fig.13. Análisis espectral (532 nm) para una potencia de bombeo de 387 mW. Se aprecian 5 máximos separados realmente 27.6 GHz, lo que indica que se produce suma de frecuencias y oscilan simultáneamente 3 modos longitudinales en 1064 nm con una separación espectral de 27.6 GHz.

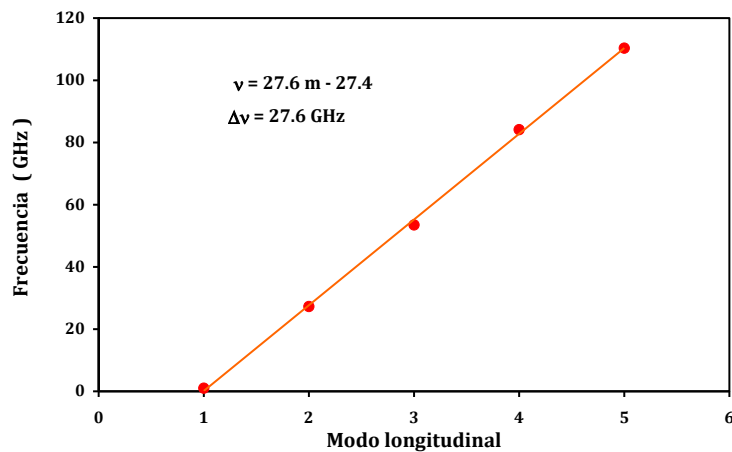


Fig.14. Determinación de la separación real entre dos máximos espectrales consecutivos para una potencia de bombeo de 387 mW

4. Conclusiones

Empleando un láser microchip de Nd:YVO₄ bombeado por diodo y doblado en frecuencia se ha desarrollado un montaje sencillo y fácil de alinear que puede resultar útil a la hora de diseñar demostraciones y prácticas de laboratorio que ilustren aspectos avanzados de Óptica como la generación de segundo armónico, la suma

de frecuencias y el análisis de modos longitudinales. Con dicho montaje ha sido posible observar claramente las fluctuaciones periódicas de potencia que aparecen en este tipo de láseres, ligando claramente su origen a la oscilación simultánea de varios modos longitudinales. Conforme se incrementa la potencia de bombeo, el número de modos aumenta y las fluctuaciones siguen patrones periódicos más complejos. Se ha puesto de manifiesto que, además del doblado de frecuencia, también se produce el efecto de suma de frecuencias. En el análisis espectral del haz de 532 nm se llegan a observar hasta 9 máximos espectrales separados 27.6 GHz, lo que corresponde a 5 modos longitudinales en 1064 nm oscilando simultáneamente y se demuestra claramente que se produce suma de frecuencias.

Anexo: Modos transversales.

Variando la orientación del microchip y desplazando transversalmente la lente de focalización es posible conseguir que el láser oscile en modos transversales diferentes al fundamental. Para visualizar mejor su distribución transversal de potencia es suficiente con expandir el haz mediante una lente y proyectar sobre una cartulina negra. Con este método tan sencillo es posible conseguir un alto número de modos transversales Hermite-Gauss, $TEM_{n,m}$, cuyo orden aumenta conforme se incrementa la potencia de bombeo. En la Fig. 15 se muestra la potencia de bombeo umbral necesaria para conseguir que oscilen los modos transversales $TEM_{n,0}$, la cual aumenta prácticamente de forma lineal conforme aumenta el orden n del modo. El comportamiento creciente de la potencia de bombeo umbral con el orden del modo era de esperar ya que las pérdidas de la cavidad deben aumentar con el orden del modo.

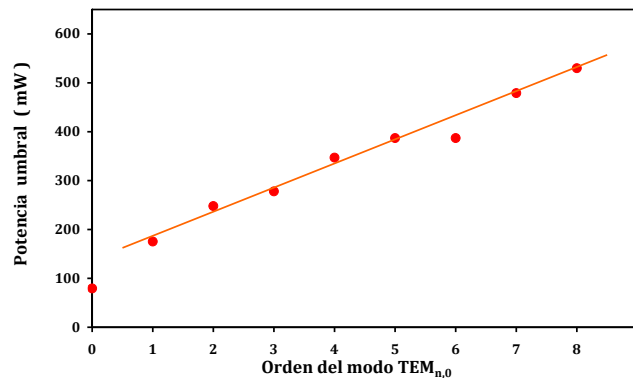


Fig.15. Potencia de bombeo umbral para conseguir que oscile el modo transversal $TEM_{n,0}$.

En la Fig. 16 se muestran fotografías de la distribución transversal de potencia de algunos de los modos mantenidos de forma estable en el tiempo, aunque en total se consiguieron 15 modos distintos: (0,0), (1,0), (2,0), (3,0), (4,0), (5,0), (6,0), (7,0), (8,0), (10,0), (0,2), (0,4), (1,2), (2,2) y (4,2). Hay que resaltar que es más fácil aumentar el orden en la dirección del eje X que el orden en la dirección del eje Y, debido probablemente a la orientación de la polarización del haz de bombeo, la cual determina la orientación del cristal no lineal. Además, se visualizaron algunos modos más, pero no se mantenían de forma estable. Así pues, este montaje tan sencillo permite obtener un alto número de modos transversales.

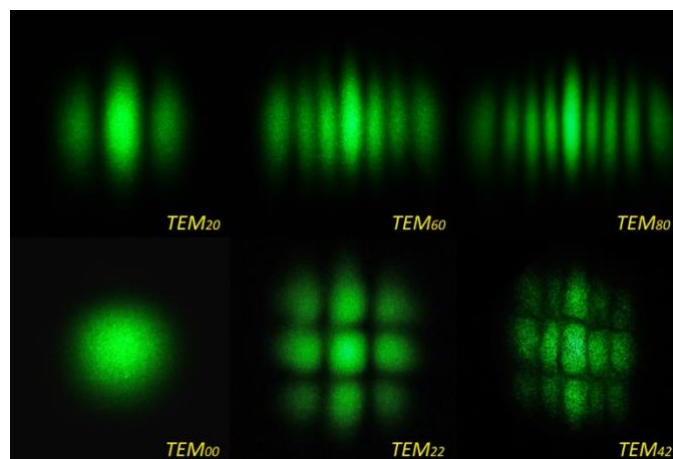


Fig.16. Distribución de potencia transversal para algunos de los modos transversales obtenidos.